

## МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА НЕРАВНОВЕСНЫМИ ОПТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ В $n$ -GaAs

Л. Е. Воробьев, Ф. И. Осокин, В. И. Стафеев,  
А. В. Штурбин

Обнаружена и исследована модуляция света вблизи края прямых переходов в сильных электрических полях в легированном  $n$ -GaAs с  $n = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при  $T_0 = 77^\circ\text{K}$ .

Результаты эксперимента сравниваются с расчетом, основанном на модели непрямых экситонных переходов с участием неравновесных LO-фононов. Показано, что в рамках используемой модели можно достигнуть качественного и количественного согласия теории и эксперимента, если принять время жизни длинноволновых LO-фононов  $0,8 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ .

В полярных полупроводниках основным механизмом передачи энергии горячих электронов решетке является эмиссия последними продольных оптических (ПО) фононов. При этом число фононов в кристалле увеличивается, что может привести к увеличению поглощения в сильных электрических полях вблизи края прямых переходов с участием ПО фононов [1]. Это явление обнаружено и исследовано в  $n$ -GaAs. Образцы  $n$ -GaAs с вплавленными контактами имели гантелеобразную форму с толщиной вдоль направления распространения света 200 мкм. Дрейфовая подвижность электронов при  $T_0 = 77^\circ\text{K}$   $\mu = 7000 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ , концентрация электронов  $N_e = 2,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , длительность импульсов сильного поля  $0,1 \text{ мкс} \cdot \text{сек}$ . В слаболегированных образцах ( $N_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) модуляции обнаружено не было. Экспериментальные результаты для двух полей представлены на рис. 1. Порог поглощения лежит примерно при энергиях кванта  $\hbar\omega_{\text{пор}} = \epsilon_g - \epsilon_{ex} - k_B\theta$  ( $\theta$  — температура длинноволновых ПО фононов,  $\epsilon_{ex}$  — энергия связи экситона в основном состоянии).

В [2] проведен расчет поглощения света в CdTe при переходах в экситонные состояния с абсорбцией равновесных ПО фононов. По аналогии с [2] нами рассчитано изменение поглощения с участием неравновесных ПО фононов. Сначала была найдена неравновесная функция распределения (ФР) ПО фононов в сильном электрическом поле подобно тому, как это сделано для ДО фононов в  $n$ -Ge [3]. При вычислении неравновесной добавки к функции распределения ПО фононов время жизни последних  $\tau_q$  полагалось независимым от волнового вектора  $q$ , а ФР электронов считалась максвелловской. Температура горячих электронов  $T_e$  находилась из уравнения баланса мощности:

$$e v_{др} E = \left\langle \left( \frac{d\epsilon}{dt} \right)_{\text{по}} \right\rangle_{\text{фр}}, \quad (1)$$

где левая часть была известна из опыта. Если константа взаимодействия с ПО фононами  $E_0 = 6 \cdot 10^3 \text{ в/см}$ ,  $\theta = 420^\circ\text{K}$ , то при  $E = 820 \text{ в/см}$ ,

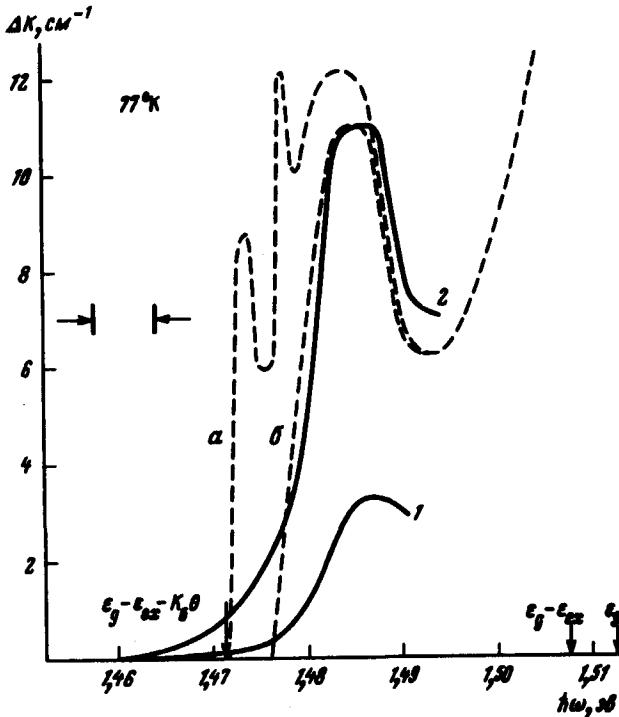


Рис. 1. Изменение коэффициента поглощения света в  $n$ -GaAs в сильных электрических полях. Сплошные кривые — эксперимент 1 —  $E = 470$  в/см, 2 —  $E = 820$  в/см. Штриховые кривые — расчет для  $E = 820$  в/см и  $\tau_q = 0,8 \cdot 10^{-12}$  сек. а — для переходов в дискретный и непрерывный спектр экситона, б — для переходов только в непрерывный спектр

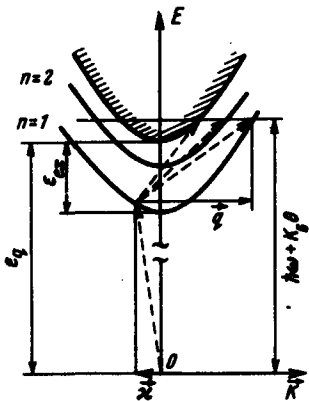


Рис. 2. Механизм поглощения света экситонами с участием фононов

$T_e = 260^\circ\text{K}$ . Хотя истинная ФР электронов не является максвелловской, так как хвост ФР при  $\epsilon > k_B \theta$  зарезан из-за эмиссии ПО фононов,  $T_e = 260^\circ\text{K}$  дает правильное значение числа электронов в активной области, а следовательно и общего числа испущенных фононов (при  $T_e < \theta$ ) ФР фононов имеет острый максимум при  $q = \sqrt{2m^* k_B \theta} / \hbar$ . При  $\tau_q = 0,8 \cdot 10^{-12}$  сек ФР фононов в максимуме достигает значения 0,062, что превышает равновесную ФР при  $T_0 = 77^\circ\text{K}$  примерно в 3 раза. Как показано в [2], переходы во все экситонные состояния с поглощением

равновесных ПО фононов через промежуточные состояния с  $n > 1$  для большей области  $\hbar\omega$  дают меньший вклад, чем через промежуточное состояние  $n = 1$ . Поэтому были рассчитаны переходы во все возможные неуширенные состояния экситона, включая и непрерывный спектр, через промежуточное  $n = 1$  (рис. 2). Переходы в конечные состояния  $n = 1, 2, 3, 4$  рассчитывались точно, а с  $n > 5$  по приближенным формулам для волновой функции экситона с большим  $n$ , а затем проводилось суммирование. Валентная зона принималась изотропной с  $m^* = 0,5 m_0$ . Результаты расчета представлены на рис. 1 для  $\tau_q = 0,8 \cdot 10^{-12}$  сек. Значения  $\epsilon_g$ ,  $\epsilon_{ex}$  взяты из [4], а матричный элемент оператора импульса  $|P_{cv}|$  находился из экспериментальных [4] и расчетных значений для коэффициента поглощения в сплошном спектре с учетом кулоновского притяжения электрона и дырки [5]. Все максимумы на штриховой кривой "а" обусловлены  $\delta$ -образной формой ФР фононов и связаны с переходами в конечные состояния с  $n = 1$ ,  $n \geq 2$  и сплошной спектр. При переходах в дискретный спектр каждому значению  $\hbar\omega$  соответствует переход с поглощением фонона с определенной величиной  $q$  (рис. 2), так, что максимумы почти повторяют форму ФР неравновесных ПО фононов. Если принять во внимание реальную структуру валентной зоны GaAs вблизи  $K = 0$  (малое смещение экстремума зоны тяжелых дырок вдоль [111]) [6], то одному значению  $\hbar\omega$  будет соответствовать целый набор  $q$ , поэтому максимумы на кривой  $\Delta K(\hbar\omega)$  для переходов в дискретный спектр, как показывает полуколичественный расчет, должны сильно ушириться и одновременно уменьшиться по абсолютной величине; в то же время расщепление экстремума зоны тяжелых дырок почти не скажется на форме  $\Delta K(\hbar\omega)$  для переходов в сплошной спектр экситона. Поэтому форма кривой поглощения будет близка к штриховой линии "б" на рис. 1, которая хорошо совпадает с экспериментальной зависимостью. Следует отметить, что переходы зона — зона с поглощением неравновесных фононов [1], как показал расчет, менее интенсивны и не дают максимума на кривой  $\Delta K(\hbar\omega)$ . Пополнение дефицита энергии при поглощении света с  $\hbar\omega < \epsilon_g$  может происходить так же в результате взаимодействия электронно-дырочной пары с электронным газом, разогретым сильным электрическим полем [7]. Однако, как показал расчет, для переходов в конечное состояние экситона с  $n = 1$  через промежуточное с  $n = 1$  при взаимодействии со свободными горячими электронами, этот эффект более чем на порядок слабее вышеописанного и не может дать максимума на кривой  $\Delta K(\hbar\omega)$ .

В заключение следует заметить, что обнаруженный эффект весьма чувствителен к строению зон вблизи малых значений  $K$  порядка  $\sqrt{2}m_e^*k_B\theta/\hbar$ . По этой причине он может быть использован как метод исследования зонной структуры полупроводников  $A^{III}B^V$  в окрестностях точки  $\Gamma$  при условии построения более точной его теории. Кроме того, это явление может быть использовано для определения времени жизни длинноволновых продольных оптических фононов.

Ленинградский  
политехнический институт  
им. М.И. Калинина

Поступила в редакцию  
19 апреля 1973 г.

## Литература

- [ 1 ] W.P.Dumke. Phys. Rev., 108, 1419, 1957.
  - [ 2 ] B.Segall. Phys. Rev., 150, 734, 1966.
  - [ 3 ] L.E.Vorobyov, V.I.Stafeev, A.V.Sturbin. Phys. Stat. Sol., (B)53, 47, 1972.
  - [ 4 ] Р.П.Сейсян, М.А.Абдуллаев, Б.П.Захарченя. ФТП, 6, 408, 1972.
  - [ 5 ] R.J.Elliott. Phys. Rev., 108, 1384, 1957.
  - [ 6 ] Е.О.Кане. J. Phys. Chem. Solids, 1, 249, 1957.
  - [ 7 ] С.М.Рывкин. ФТТ, 7, 1278, 1965.
-